

В.В. Шиманский, Р.С. Плясун, Н.Н. Шиманская

**Астрофизический спецпрактикум.
Часть 2. Физика межзвездной среды**

Учебно-методическое пособие

**Казанский (Приволжский) федеральный университет
2011**

УДК 521.14

*Печатается по решению Редакционно-издательского
совета физического факультета КФУ*

Научный редактор –
зав. кафедрой астрономии и космической геодезии КФУ,
доктор физ.-мат. наук, профессор Н.А. Сахибуллин

Рецензент –
директор САО РАН, член-корреспондент РАН,
доктор физ.-мат. наук Ю.Ю. Балега

Шиманский В.В.

Астрофизический спецпрактикум. Часть 2. Физика меж-
звездной среды: Учеб.-методич. пособие / В.В. Шиманский,
Р.С. Плясун, Н.Н. Шиманская. – Казань: Казан. фед. ун-т,
2011. – 50 с.

В пособие включено описание четырех лабораторных работ, выполняемых по курсу «Теоретическая астрофизика. Физика межзвездной среды». Для каждой работы кратко изложены физика исследуемого явления, методы анализа наблюдательных данных и определения характеристик межзвездной среды и представлены подробные указания по последовательности выполнения задания.

УДК 521.14

© Казанский (Приволжский)
федеральный университет, 2010

Введение

Эмиссионными туманностями называют газопылевые структуры в Галактике, поглощающие и перерабатывающие жесткое излучение расположенных рядом горячих звезд. Яркость свечения туманности в большой степени зависит от их удаленности от облучающей звезды, определяемой в астрофизике «фактором диллюции»:

$$W = \frac{\Omega}{4\pi},$$

где Ω - телесный угол, в котором виден диск звезды из произвольной точки туманности. Оценку «фактора диллюции» приближенно можно получить по формуле:

$$W = \frac{R^2}{2r^2},$$

где R – радиус звезды, а r – расстояние от нее до туманности. В условиях нашей Галактики среднее значение «фактора диллюции» составляет $W = 10^{16} - 10^{17}$.

Достаточная яркость свечения эмиссионных туманностей возможна только при наличии их мощного облучения в жестком ультрафиолетовом диапазоне. Поэтому в основном они формируются вокруг звезд спектральных классов О и В с эффективными температурами $T_{\text{eff}} = 20000 - 45000\text{K}$. Значительную часть подобных объектов составляют планетарные туманности – оболочки сверхгигантов, сброшенные на последних стадиях эволюции звезд с массой от $3M_{\odot}$ до $8M_{\odot}$. Их ядрами являются звезды Вольфа-Райе и горячие sdO-субкарлики с температурами до $T_{\text{eff}} = 170000\text{K}$ (см. рис. 1).

В результате наблюдаемые спектральные и фотометрические характеристики туманностей, а также их физическое состояние крайне разнообразны. Для их исследования в современной астрофизике применяют

широкий круг методов: многополосную фотометрию в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах, спектрофотометрию и спектроскопию, поляризметрию и астрометрию в узкополосных фильтрах. Однако наибольший объем информации о физическом состоянии нескольких тысяч туманностей с блеском $m_V = 13^m - 18^m$ получен на основе анализа спектров умеренного разрешения $\lambda/\Delta\lambda = 1000-2000$.

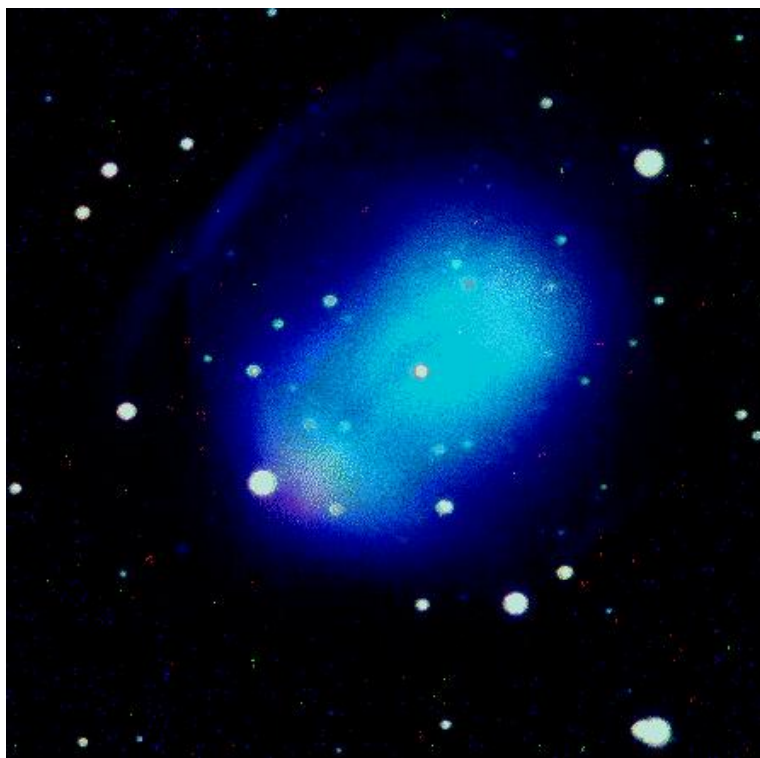


Рис. 1. Планетарная туманность Abell 41.

В рамках данного курса будет предоставлен для анализа набор спектров умеренного разрешения для планетарных туманностей Abell 41, Abell 63 и Abell 65, полученных на БТА САО РАН. Анализируя наблюдаемые в них линии водорода и тяжелых элементов, вы определите

характеристики газа в туманностях и их центральных звезд. Необходимый при этом набор операций по редукации спектров и измерению эквивалентных ширин линий можно выполнить с использованием графического пакета Origin операционной системы Windows или специализированной программы обработки астрономических данных DECH. Ниже представлен порядок выполнения таких операций в рамках пакета Origin 5.1.

Работа № 1. Определение температуры газа в туманностях по запрещенным линиям

Условия формирования запрещенных линий

Отличительной особенностью спектров туманностей является наличие в них эмиссионных запрещенных линий тяжелых элементов. Интенсивность таких линий варьируется в зависимости от характеристик и химического состава туманностей и облучающих их звезд. Практически всегда запрещенные линии оказываются сильнее разрешенных линий того же элемента, а во многих случаях – линий бальмеровской серии водорода.

Среди запрещенных линий, наблюдаемых в спектрах туманностей, идентифицированы линии NII, NIII, OII, OIII, SiIII, SII, SIII, SIV, FeIII и многие другие. Однако наибольшей интенсивности достигают только линии однократно и дважды ионизованных ионов кислорода и азота. Диаграммы конфигураций их энергетических уровней и радиативных переходов показаны на рис. 2, а параметры запрещенных линий – в таб. 1.

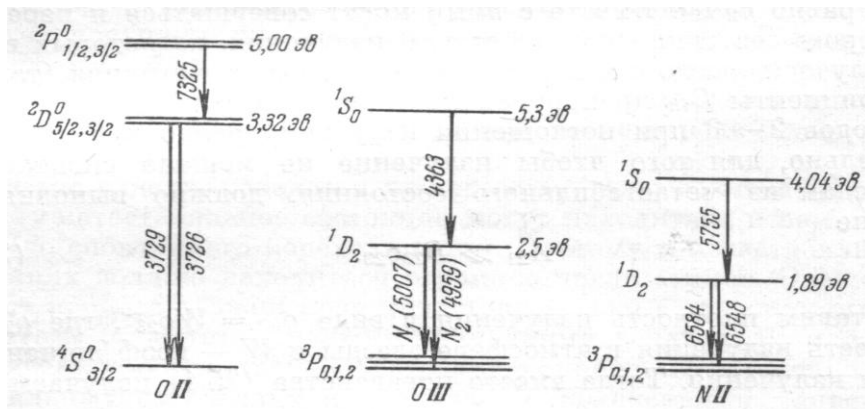


Рис. 2. Диаграмма расположения энергетических уровней некоторых тяжелых элементов и соответствующие им запрещенные линии

| Элемент | ОШ | | НИ | |
|---------|---------------------|----------|---------------------|-----------|
| | $\lambda, \text{Å}$ | A | $\lambda, \text{Å}$ | A |
| Линии | 5006.8 | 0.021 | 6583.4 | 0.0032 |
| | 4958.9 | 0.0072 | 6548.1 | 0.00116 |
| | 4930.9 | 0.000019 | 6527.4 | 0.0000048 |
| | 4363.2 | 1.56 | 5754.8 | 1.07 |

Таб. 1. Параметры некоторых запрещенных линий

Все запрещенные линии формируются при переходах с метастабильных уровней. Вероятности таких переходов крайне малы (10^{-7} - 10^1с^{-1}), и атомы на метастабильных уровнях могут находиться продолжительное время (10^{-1} - 10^3с), если отсутствуют другие механизмы их перераспределения по энергетическим состояниям. Необходимые физические условия имеют место в газовых туманностях, где роль ударных переходов незначительна вследствие низкой плотности среды.

Для определения населенностей энергетических уровней в туманности достаточно ограничиться трехуровневой моделью исследуемого атома. При этом уровень 1 является основным состоянием с нулевой энергией возбуждения, уровень 2 - метастабилен, а уровень 3 – нет. Отношения их населенностей можно вычислить, решая замкнутую систему двух линейных уравнений статистического равновесия:

$$n_2(A_{21} + a_{21} + b_{23}) = n_1 b_{12} + n_3(A_{32} + a_{32}),$$

$$n_3(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32}) = n_1 b_{13} + n_2 b_{23},$$

где буквами a_{ij} и b_{ij} заданы вероятности ударных переходов на уровни с меньшей и большей энергией возбуждения, A_{ij} – коэффициенты Эйнштейна спонтанных переходов, а n_i – населенности уровней. Влиянием радиативных вынужденных

переходов можно пренебречь, т.к. их вероятности пропорциональны фактору диллюции и крайне малы. Общее решение системы получается в виде:

$$n_2 = n_1 \frac{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32})b_{12} + (A_{32} + a_{32})b_{13}}{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32})(A_{21} + a_{21}) + (A_{31} + a_{31})b_{23}},$$

$$n_3 = n_1 \frac{(A_{21} + a_{21} + b_{23})b_{13} + b_{12}b_{23}}{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32})(A_{21} + a_{21}) + (A_{31} + a_{31})b_{23}}.$$

Для физических условий в туманностях вероятности ударных переходов существенно меньше, чем радиативных. С учетом сокращений малых слагаемых формулы для расчета населенностей приводятся к виду:

$$n_2 = \frac{n_1}{A_{21}} \left(b_{12} + \frac{A_{32}}{A_{31} + A_{32}} b_{13} \right),$$

$$n_3 = \frac{n_1 b_{13}}{A_{31} + A_{32}}.$$

Интенсивности излучения линий можно вычислить на основе найденных населенностей. Поскольку оптическая толщина туманностей в запрещенных линиях, как правило, много меньше единицы, достигшую наблюдателя интенсивность ее излучения оценивают суммированием вероятностей спонтанных переходов по всему объему. В результате получается отношение интенсивностей двух линий:

$$\frac{I_{21}}{I_{32}} = \frac{n_2 A_{21} \nu_{21}}{n_3 A_{32} \nu_{32}} = \frac{A_{21} \nu_{21}}{A_{32} \nu_{32}} \frac{(A_{31} + A_{32} + a_{31} + a_{32})b_{12} + (A_{32} + a_{32})b_{13}}{(A_{21} + a_{21} + b_{23})b_{13} + b_{12}b_{23}}.$$

Для условий туманностей данная формула упрощается как:

$$\frac{I_{21}}{I_{32}} = \frac{\nu_{21}}{\nu_{32}} \left(\left(\frac{A_{31}}{A_{32}} + 1 \right) \frac{b_{12}}{b_{13}} + 1 \right)$$

С учетом большой величины отношения $\frac{b_{12}}{b_{13}}$ отношение интенсивностей запрещенной линии перехода $2 \Rightarrow 1$ и разрешенной линии перехода $3 \Rightarrow 2$ будет во много раз превышать единицу.

Подставляя в представленную формулу атомные параметры линий конкретных ионов, можно найти численные оценки отношений интенсивностей запрещенных линий. Так для иона ОП с использованием данных из таб.1 и аналитических оценок скоростей ударных переходов получается соотношение:

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{\lambda 4363\text{A}}} = 0.0751 \exp\left(\frac{33000K}{T_e}\right) \frac{1 + 264000 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}{1 + 2264 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}.$$

Данная формула справедлива для случаев как низкой, так и высокой плотности частиц в туманности. При концентрации электронов $n_e < 10^3 \text{ см}^{-3}$ слагаемыми, учитывающими роль ударных переходов, пренебрегают, и формула упрощается как:

$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{\lambda 4363\text{A}}} = 8.75 \exp\left(\frac{33000K}{T_e}\right).$$

Таким образом, имеется возможность определять температуру газа в туманности на основе измерения интенсивностей линий ОШ в предположении, что концентрация частиц в ней невелика.

Для иона NII получается аналогичная зависимость интенсивностей запрещенных линий:

$$\frac{I_{\lambda 6560A}}{I_{\lambda 5755A}} = 0.0162 \exp\left(\frac{25000K}{T_e}\right) \frac{1 + 196000 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}{1 + 320 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}},$$

дающая возможность одновременного определения температуры и плотности газа из наблюдаемых спектров. Однако, представленные выше соотношения имеют очень сильную зависимость от T_e и слабую от n_e , что снижает точность определения последней. Поэтому чаще применяют формулу, связывающую интенсивности двух запрещенных линий ОШ:

$$\frac{I_{\lambda 3729A}}{I_{\lambda 3726A}} = 0.35 \frac{1 + 43 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}{1 + 10 \frac{\sqrt{T_e}}{n_e}}$$

и не имеющую экспоненциальной зависимости от температуры газа.

Порядок выполнения работы

Электронная температура газа определяется для планетарных туманностей Abell 41, Abell 63 и Abell 65 на основе исследования интенсивностей линий ОШ $\lambda 5007A$, $\lambda 4959A$ и $\lambda 4363A$. В данной работе Вам необходимо использовать интегральные спектры туманностей, полученные с исключением излучения их центральных звезд

и именуемые abell41n.dat (см. рис. 3), abell63n.dat и abell65n.dat.

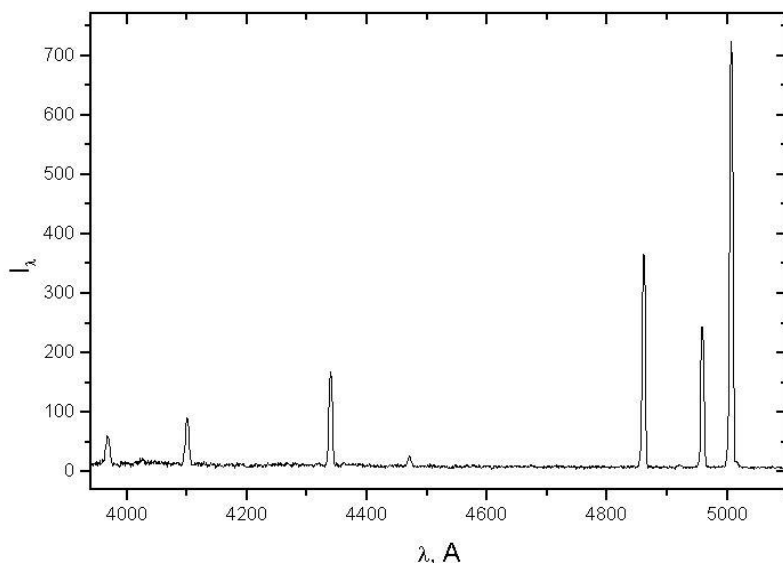


Рис. 3. Наблюдаемый спектр Abell 41

Последовательность выполнения работы включает следующие этапы:

- 1) **Сглаживание спектров.** Произведите серию процедур сглаживания с изменением числа учитываемых точек. В итоговом сглаженном спектре должны сохраняться интенсивности всех исследуемых линий, а отношение сигнал/шум достигать как можно большего значения (см. рис. 4). При сглаживании разных спектров можно применить различное число точек в зависимости от их начальной зашумленности и интенсивности линий.

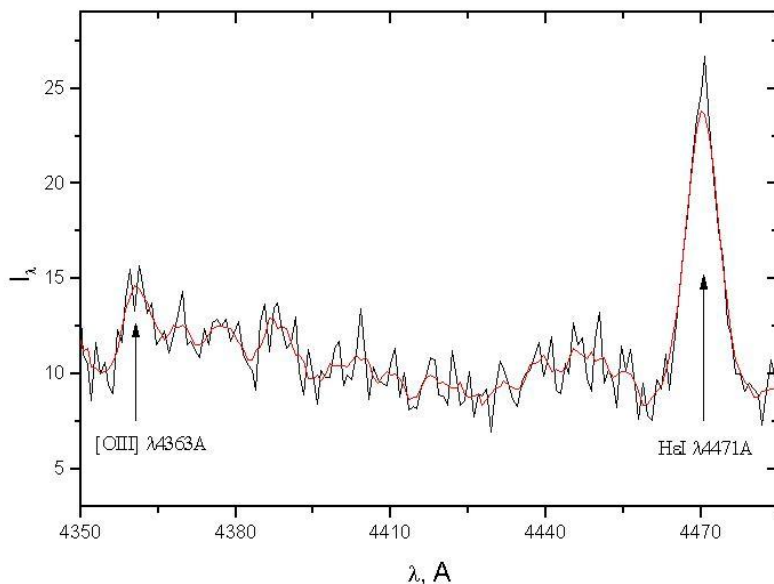


Рис. 4. Сглаживание наблюдаемых спектров

- 2) **Определение уровня непрерывного спектра.** Определите в наблюдаемом спектре участки с шириной более 30Å, полностью свободные от линий. Для анализируемого Вами спектрального диапазона необходимо выбрать не менее 10 равномерно расположенных участков. При работе со спектрами, имеющими низкое отношение сигнал/шум или слабые линии, участки можно выбрать путем сравнения со спектрами других объектов. Задавайте уровень непрерывного спектра в пределах каждого участка по среднему значению шумовой дорожки (см. рис. 5). Постройте кривую распределения непрерывного спектра

и аппроксимируйте ее полиномом требуемой степени или кубическим сплайном.

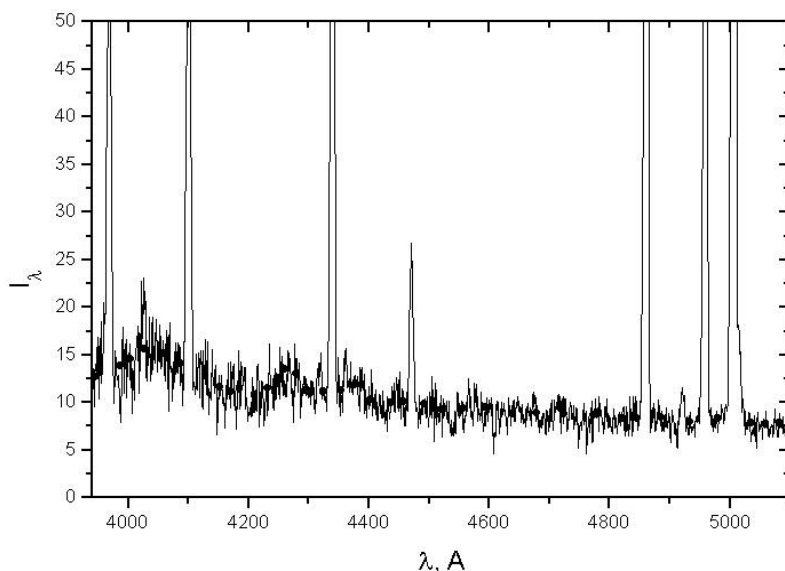


Рис. 5. Определение уровня непрерывного спектра

- 3) **Исключение непрерывного спектра.** Вычтите из спектров туманностей построенный уровень континуума и проверьте корректность полученных данных. Итоговые спектры не должны содержать широкие участки (более 50Å), в которых интенсивности заметно отличаются от нуля (см. рис. 6).

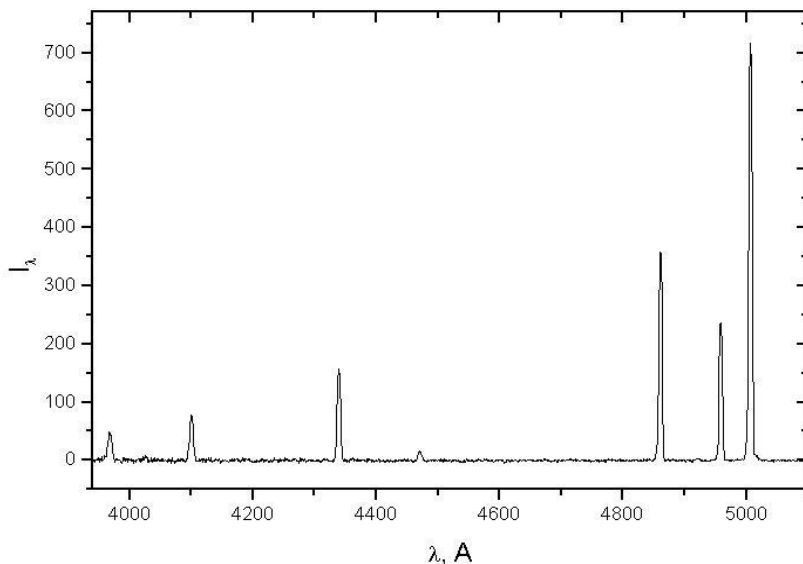


Рис. 6. Спектр Abell 41с вычтенным континуумом

- 4) **Измерение интегральных интенсивностей линий.** Определите спектральные интервалы, в пределах которых находятся линии $\lambda 5007\text{Å}$ (см. рис. 7), $\lambda 4959\text{Å}$ и $\lambda 4363\text{Å}$. Учитывайте их возможное блендирование линиями других элементов, а также межзвездными и теллурическими линиями. **(Внимание! Линия $\lambda 4363\text{Å}$ в коротковолновом крыле существенно блендирована линией поглощения ночного неба $\lambda 4353\text{Å}$ и может быть измерена с большими ошибками при неправильном выборе исследуемого интервала. Сравните положение этой линии в спектре Abell 41 с аналогичным положением в спектрах других объектов).** Определите интегральную интенсивность

линий $\lambda 5007\text{A}$, $\lambda 4959\text{A}$ и $\lambda 4363\text{A}$ в пределах заданных интервалов. Данную процедуру необходимо выполнить интегрированием по всему интервалу, аппроксимацией наблюдаемого профиля гауссианой (см. рис. 8) и лоренциалом. При наличии близкорасположенных бленд, искажающих профиль, используйте свертку нескольких гауссиан или лоренциалов. Сравните результаты измерений, полученных разными способами, с выбором оптимальных значений.

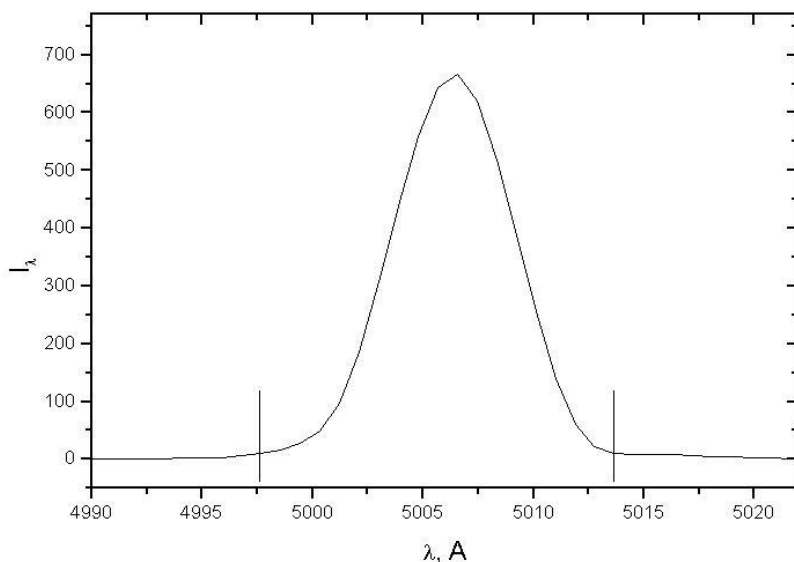


Рис. 7. Выбор интервалов интегрирования

- 5) **Определение температуры газа.** Используя полученные оценки интенсивностей линий и

формулу
$$\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{\lambda 43634}} = 8.75 \exp\left(\frac{33000K}{T_e}\right),$$

вычислите температуры T_e в туманностях Abell 41, Abell 63 и Abell 65.

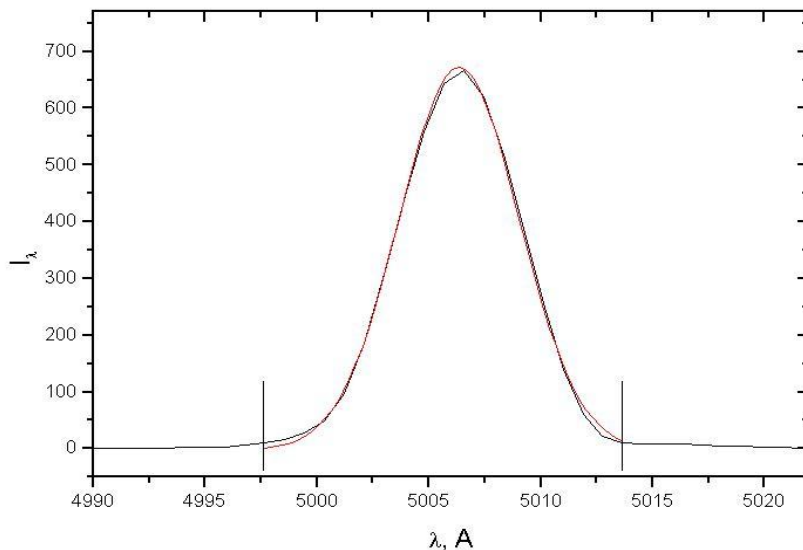


Рис. 8. Аппроксимация профиля линии гауссианой

6) Подготовка отчета.

Контрольные вопросы

- 1) Какие линии называют запрещенными? Назовите наиболее сильные запрещенные линии в спектрах туманностей. Насколько различаются вероятности разрешенных и запрещенных переходов?
- 2) Каковы условия формирования запрещенных линий? Как соотносятся в межзвездной среде

вероятности спонтанных, вынужденных и ударных переходов?

- 3) Опишите модель атома и физические процессы, учитываемые в расчетах интенсивностей запрещенных линий.
- 4) Объясните способы определения параметров газа в туманностях по запрещенным линиям. Как получены формулы вычисления T_e и n_e , и каковы ограничения на их применение?
- 5) Какие сложности в определении параметров газа по запрещенным линиям возникают при анализе наблюдательных данных?

Работа № 2. Определение оптической толщины туманностей по бальмеровскому декременту

Формирование разрешенных эмиссионных линий

Помимо запрещенных линий спектры большинства туманностей содержат мощные эмиссионные линии водорода, нейтрального и ионизованного гелия. Их интенсивность сильно зависит от эффективной температуры облучающей звезды и химического состава туманности. При температурах менее $T_{eff} = 50000K$ интенсивность бальмеровских линий сравнима или превышает интенсивность запрещенных линий, а линии HeII отсутствуют. С ростом температуры до $T_{eff} = 90000K$ линии HII и HeI неуклонно ослабевают, и в спектрах появляется линия HeII $\lambda 4686A$. Наконец в спектрах планетарных туманностей, облучаемых экстремально горячими ядрами ($T_{eff} > 120000K$), как правило, доминируют линии ионизованного гелия.

Формирование эмиссионных линий водорода и гелия в спектрах туманностей происходит под действием эффектов флуоресценции. Разберем его на примере образования линий HII. Излучаемые звездой ультрафиолетовые кванты в диапазоне Лаймановского континуума поглощаются в континууме основного состояния нейтрального водорода. Образовавшийся ион HII встречает в туманности свободный электрон и рекомбинирует на одно из состояний предыдущей стадии ионизации. При рекомбинации в основное состояние излучается новый квант в Лаймановском континууме (далее L-квант), который немедленно поглощается в туманности, вызывая новый акт ионизации. Таким образом, рекомбинация водорода оказывается эффективной только на возбужденные уровни HII. Последующие каскадные переходы приводят к появлению излучения в соответствующих эмиссионных

линиях и к постепенному возвращению атомов водорода в основное состояние.

Для теоретического определения интенсивностей линий необходим предварительный расчет населенностей энергетических уровней. Для каждого уровня выполняется условие статистического равновесия:

$$z_r^- + z_c^- = z_r^+ + z_c^+,$$

где z_r^- , z_c^- - скорости радиативных и ударных переходов, опустошающих уровень, а z_r^+ , z_c^+ - переходов, заселяющих уровень. Вследствие низкой плотности вещества в туманности влиянием ударных переходов в первом приближении можно пренебречь. Кроме того, все туманности оказываются оптически тонкими в субординатных линиях (линиях переходов между возбужденными уровнями) и в континуумах всех возбужденных уровней. Поэтому в расчетах статистического равновесия не учитываются соответствующие вынужденные переходы атомов. В результате число переходов, заполняющих уровень i , записывается как

$$n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1ki} \rho_{1i},$$

а число переходов, опустошающих этот уровень, как

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik}.$$

С учетом требования статистического равновесия получается система линейных уравнений:

$$n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1ki} \rho_{1i} = n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik}, \quad i = 2, 3, \dots, \infty.$$

Решение данной системы зависит от выбранной модели туманности. Предполагая, что оптическая толщина туманности в Лаймановских линиях меньше единицы (модель 1), можно пренебречь влиянием вынужденных переходов в них. В результате система уравнений преобразуется к виду

$$n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} = n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik}, \quad i = 2, 3, \dots, \infty.$$

В рамках альтернативной модели 2 следует считать, что Лаймановские линии оказываются оптически толстыми и в них имеет место детальный баланс переходов. При исключении данных переходов из всех уравнений система записывается как

$$n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} = n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik}, \quad i = 3, 4, \dots, \infty.$$

Для туманностей с высокой плотностью частиц (модель 3) в уравнениях статистического равновесия необходимо учесть скорости ударных переходов. При этом можно пренебречь влиянием ударной рекомбинации вследствие очень низкой вероятности одновременного столкновения трех частиц. Таким образом, уравнения статистического равновесия записываются в наиболее полной форме

$$\begin{aligned} n_e n^+ C_i(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + \sum_{k \neq i}^{\infty} n_k D_{ki}(T_e, n_e) = \\ = n_i \left(\sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} + \sum_{k \neq i}^{\infty} D_{ik}(T_e, n_e) \right), \quad i = 3, 4, \dots, \infty. \end{aligned}$$

Все полученные системы линейных уравнений могут быть решены численно с учетом известных эйнштейновских коэффициентов A_{ik} и скоростей радиативной рекомбинации $C_i(T_e)$. Результаты вычислений представляют в виде

величин $z_i = \frac{n_i}{n_e n^+}$ или мензеловских коэффициентов

$$b_i = \frac{n_i}{n_e n^+} \frac{(2\pi m k T_e)^{\frac{3}{2}}}{i^2 h^3} \exp\left(-\frac{\chi_i}{k T_e}\right),$$

представляющих отношение истинных населенностей к населенностям, получаемым в рамках предположения о термодинамическом равновесии в среде.

Значения коэффициентов b_i для основных уровней водорода представлены в таб. 2.

| i | Модель 1 | | Модель 2 | |
|---|--------------|-------|--------------|-------|
| | T_{eff}, K | | T_{eff}, K | |
| | 10000 | 20000 | 10000 | 20000 |
| 2 | 0.193 | 0.315 | - | - |
| 3 | 0.213 | 0.332 | 0.668 | 1.013 |
| 4 | 0.244 | 0.364 | 0.540 | 0.792 |
| 5 | 0.273 | 0.394 | 0.519 | 0.739 |
| 6 | 0.299 | 0.421 | 0.520 | 0.725 |
| 7 | 0.322 | 0.443 | 0.529 | 0.722 |
| 8 | 0.341 | 0.463 | 0.540 | 0.725 |
| 9 | 0.360 | 0.480 | 0.552 | 0.730 |

Таб. 2. Коэффициенты b_i для ряда уровней водорода

За одним исключением, все уровни HI недонаселены по сравнению с условиями термодинамического равновесия. Как правило, степень заселенности растет с увеличением энергии возбуждения уровней, а в рамках модели 2 она существенно выше, чем в модели 1. Все эти факторы приводят к доминированию процессов излучения над процессами поглощения, т.е. к формированию эмиссионных линий в спектрах туманностей.

Их интенсивность можно легко рассчитать на основе найденных населенностей в предположении малой оптической толщины туманности в субординатных линиях. Величина интенсивности, регистрируемой наблюдателем, определяется суммой переходов в линии по всему объему туманности

$$I_{ki} = A_{ki} h \nu_{ki} \int_V n_k dV.$$

В конкретных исследованиях удобнее анализировать не значение интенсивности одной линии, а отношение интенсивностей пары линий. Тогда можно записать

$$\frac{I_{ki}}{I_{lj}} = \frac{A_{ki} \nu_{ki} \int n_k dV}{A_{lj} \nu_{lj} \int n_l dV} = \frac{A_{ki} \nu_{ki} \int z_k dV}{A_{lj} \nu_{lj} \int z_k dV}.$$

Предполагая, что физические условия в пределах туманности изменяются несущественно и учитывая слабую зависимость от них величин z_i , в представленном отношении можно пренебречь интегрированием по объему туманности и использовать их средние значения. В результате получаем

$$\frac{I_{ki}}{I_{lj}} = \frac{A_{ki} \nu_{ki} z_k}{A_{lj} \nu_{lj} z_l}.$$

При анализе наблюдаемых спектров туманностей наибольший интерес представляют два частных случая данного решения.

- 1) Переходы имеют одинаковый нижний уровень, т.е. $i = j$. Линии переходов, отвечающих данному условию, образуют серии. Интенсивность всех линий Бальмеровской серии водорода принято выражать через интенсивность линии H_β ($i = 2, l = 4$). В результате получают ряд

отношений
$$\frac{I_{k2}}{I_{H_\beta}} = \frac{A_{k2} \nu_{k2} z_k}{A_{42} \nu_{42} z_4},$$
 называемых

бальмеровским декрементом. Бальмеровские декременты легко рассчитываются на основе найденных населенностей уровней для любой модели туманности, температуры и плотности газа в ней. Результаты расчетов для серии линий H I представлены в таб. 3.

Последующее сравнение их с наблюдаемыми данными позволяет определять физическое состояние и характеристики исследуемых объектов. Однако наблюдаемые декременты могут существенно искажаться эффектами межзвездного покраснения, влияние которых желательно определять одновременно из анализа эмиссионных линий.

| Линии | Модель 1 | | Модель 2 | | Модель 3 | |
|-------------------|--------------|-------|--------------|-------|--------------|-------|
| | T_{eff}, K | | T_{eff}, K | | T_{eff}, K | |
| | 10000 | 20000 | 10000 | 20000 | 10000 | 20000 |
| H_{α} | 1.91 | 1.99 | 2.71 | 2.79 | 5.76 | 4.79 |
| H_{β} | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 |
| H_{γ} | 0.589 | 0.569 | 0.506 | 0.491 | 0.291 | 0.347 |
| H_{δ} | 0.378 | 0.356 | 0.298 | 0.282 | 0.136 | 0.169 |
| H_{ε} | 0.258 | 0.238 | 0.192 | 0.178 | 0.076 | 0.097 |

Таб. 3. Бальмеровский декремент для различных моделей туманностей

- 2) Переходы имеют одинаковый верхний уровень ($k = l$). Отношения интенсивности линий приобретает наиболее простой вид

$$\left(\frac{I_{li}}{I_{lj}} = \frac{A_{li} \nu_{li}}{A_{lj} \nu_{lj}} \right) \text{ и не зависит от характеристик}$$

туманности. В результате оказывается возможным оценить влияние межзвездного поглощения при сравнении наблюдаемых и теоретических отношений интенсивностей для линий, удовлетворяющих названному условию. При этом, как правило,

используется пара линий $P_{\gamma}(\lambda 10938\text{\AA})$ и $H_{\delta}(\lambda 4102\text{\AA})$, наиболее доступные для современных наблюдений.

Порядок выполнения работы

Определение оптической толщины туманностей Abell 41, Abell 63 и Abell 65 в Лаймановских линиях водорода проводится путем анализа их наблюдаемых бальмеровских декрементов, включающих линии $H_{\beta}\lambda 4861\text{\AA}$, $H_{\gamma}\lambda 4340\text{\AA}$, $H_{\delta}\lambda 4102\text{\AA}$ и $H_{\epsilon}\lambda 3970\text{\AA}$, с применением спектров, именуемых abell41b.dat, abell63b.dat и abell65b.dat. Большая часть этапов их обработки и исследования совпадает с этапами обработки спектров, выполняемыми при изучении запрещенных линий. В этих случаях ниже сделаны ссылки на описание предыдущей работы.

- 1) **Сглаживание спектров.** Процедура аналогична описанной в работе 1 (см. выше).
- 2) **Выбор уровня непрерывного спектра.** Процедура аналогична описанной в работе 1 (см. выше). Обратите внимание, что в спектре туманности Abell 65 линии $\lambda 4340\text{\AA}$ и $\lambda 4102\text{\AA}$ существенно блендированы в красных крыльях линиями поглощения земной атмосферы. Поэтому уровень континуума следует определять по участкам в синюю сторону от линий $\lambda 4340\text{\AA}$ и $\lambda 4102\text{\AA}$.
- 3) **Исключение непрерывного спектра.** Процедура аналогична описанной в работе 1 (см. выше).
- 4) **Измерение интегральных интенсивностей линий.** Определите интервалы спектров, в пределах которых находятся исследуемые линии $\lambda 4681\text{\AA}$ (см. рис. 9), $\lambda 4340\text{\AA}$, $\lambda 4102\text{\AA}$ и $\lambda 3970\text{\AA}$. *(Внимание! Красные границы интервалов, содержащих линии $\lambda 4340\text{\AA}$ и $\lambda 4102\text{\AA}$ в спектре туманности Abell 65, задавайте в точках с*

интенсивностью $I_\lambda=0$, отделяя их от блендирующих линий земной атмосферы. Линия $\lambda 3970\text{A}$ в спектрах туманностей Abell 63 и Abell 65 сильно искажена шумами и не требует измерений). Измерьте интегральную интенсивность всех исследуемых линий в пределах заданных интервалов. В процессе измерений отдавайте предпочтение способу простого интегрирования, т.к. многие линии имеют несимметричную форму (см. рис. 9).

- 5) **Исследование оптической толщины туманностей.** Сравните наблюдаемые бальмеровские декременты с данными теоретических расчетов. При выборе температур газа в туманностях используйте значения, полученные при выполнении работы 1. Сделайте вывод о модели туманности, оптимальной для описания каждого объекта.
- 6) **Подготовка отчета.**

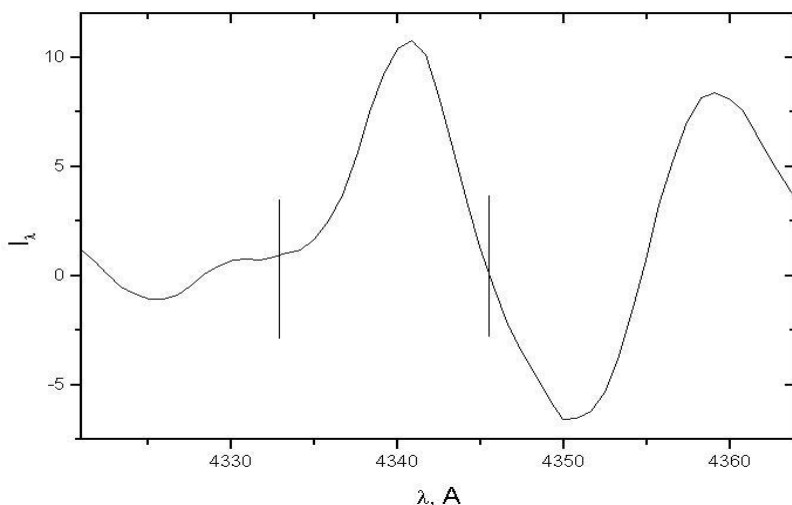


Рис. 9. Выбор интервалов интегрирования

Контрольные вопросы

- 1) Перечислите механизмы перераспределения по уровням атомов HI и HeI. Как для этих атомов определяют скорости радиативной ионизации и рекомбинации?
- 2) Какие модели туманностей рассматривают при анализе разрешенных линий в их спектрах? Чем в этом случае различаются уравнения статистического равновесия уровней?
- 3) Назовите основные особенности в заселении уровней HI в рамках разных моделей. Как определяются интенсивности разрешенных линий по известным населенностям?
- 4) Интенсивности каких пар линий обычно исследуют в наблюдаемых спектрах? Что называют Бальмеровским декрементом? Каковы особенности декрементов для разных моделей туманностей?
- 5) Какие наблюдения необходимо исследовать для определения типа туманностей по Бальмеровскому декременту? Опишите основные сложности, возникающие при таких исследованиях.

Работа № 3. Определение температур центральных звезд методом Занстра

Метод Занстра

Применение предположений о полной непрозрачности туманности в континуумах основных состояний водорода и гелия и низкой эффективности ударных взаимодействий позволяет разработать простой метод определения температур облучающих звезд. Построение данного метода удобнее рассмотреть на примере атома H I.

Любой квант излучения в Лаймановском континууме поглощается веществом туманности, вызывая ионизацию одного атома водорода. При последующей рекомбинации атом может вернуться либо на один из возбужденных уровней H I, либо в его основное состояние $1s$. Однако в последнем случае он излучит новый квант в Лаймановском континууме, вызывающий ионизацию другого атома H I. Таким образом, реально эффективной следует считать только рекомбинацию на возбужденные уровни. В процессе последующих каскадных переходов атом должен вернуться в основное состояние $1s$. При этом переход с возбужденного уровня сразу в данное состояние порождает квант в одной из линий Лаймановской серии, который немедленно поглотится туманностью. В итоге, переход с любого возбужденного уровня (кроме первого) возможен лишь на возбужденные уровни с более низкой энергией. Образующийся квант свободно покидает туманность вследствие ее низкой оптической толщины во всех субординатных линиях. Таким образом, в процессе каскадных переходов атом обязательно окажется на первом возбужденном уровне $2s$, $2p$ и при этом будет излучен один квант либо в одной из линий Бальмеровской серии, либо в Бальмеровском континууме. Полученное нами равенство числа квантов в Лаймановском континууме и числа квантов в Бальмеровской серии (включая континуум) можно записать как:

$$N_L = N_B.$$

Количество квантов в Лаймановском континууме, можно выразить через интенсивность излучения, выходящего из звезды I_ν , предполагая, что оно полностью поглощается туманностью

$$N_L = 4\pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} d\nu,$$

где R - радиус звезды, а ν_0 - пороговая частота ионизации водорода с основного состояния. Суммарная интенсивность излучения в Бальмеровской серии представляется как

$$N_B = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{E_{\nu_i}}{h\nu_i}.$$

Интенсивности линий получают из наблюдений в виде отношений излучаемых в них энергий к энергии расположенного рядом континуума звездного спектра. В астрофизике такие величины называются эквивалентными ширинами линий:

$$W_i = \frac{E_{\nu_i}}{4\pi R^2 I_{c_i}}.$$

В результате полное число Бальмеровских квантов может быть выражено через интенсивность излучения звезды в оптическом диапазоне спектра:

$$N_B = 4\pi R^2 \sum_{i=1}^{\infty} W_i \frac{I_{c_i}}{h\nu_i}.$$

С учетом условия равенства числа Лаймановских и Бальмеровских квантов определяется соотношение между блеском звезды в двух диапазонах спектра:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu}{\nu} d\nu = \sum_{i=1}^{\infty} W_i \frac{I_{c_i}}{\nu_i}.$$

Интенсивности излучения, входящие в обе части уравнения, зависят от параметров атмосферы звезды и, прежде всего, от ее температуры T_{eff} . Решение уравнения находят итерационным методом, подставляя в него величины I_ν и I_{c_i} , полученные из модельных расчетов с изменением T_{eff} . Значение температуры, при котором уравнение превращается в тождество, называют *цветовой температурой звезды*, а метод его определения – *методом Занстра I типа*. Численное моделирование интенсивностей излучения I_ν и I_{c_i} , выполняют одним из двух способов.

1) Излучение звезды во всех диапазонах спектра принимается чернотельным. Тогда, представляя интенсивности функцией Планка, вводя дополнительную переменную

$$x = \frac{h\nu}{kT_{eff}}$$

и обозначения

$$x_i = \frac{h\nu_i}{kT_{eff}}, \quad x_0 = \frac{h\nu_0}{kT_{eff}},$$

уравнение баланса фотонов можно записать в виде:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \sum_{i=1}^{\infty} W_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}.$$

2) Интенсивности находятся из теоретических расчетов с применением моделей звездных атмосфер. Использование данного метода является более корректным, т.к. позволяет учесть эффекты бланкетирования ультрафиолетового излучения звезды многочисленными линиями тяжелых элементов, а также его сильное падение за порогами ионизации водорода и гелия. Однако при реализации такого метода необходимо предварительное определение части параметров атмосферы звезды:

поверхностной силы тяжести $\log(g)$ и индекса металличности $[M/H]$. При отсутствии информации об этих величинах, как правило, принимают $\log(g) = 4.5$ и $[M/H] = 0.3$ - для О-В звезд Главной последовательности; $\log(g) = 5.5 - 6.0$ и $[M/H] = 0.0$ - для ядер планетарных туманностей и звезд Вольфа-Райе.

При исследовании наблюдаемых спектров практически невозможно измерить эквивалентные ширины всех линий Бальмеровской серии. Еще более сложной задачей является оценка интегральной интенсивности излучения туманности в Бальмеровском континууме. Поэтому определение суммы излучаемых туманностью фотонов проводят только для нескольких линий Бальмеровской серии и масштабируют ее с учетом фактора

$$Q_{k,l} = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} W_i \frac{I_{c_i}}{\nu_i}}{\sum_{i=k}^l W_i \frac{I_{c_i}}{\nu_i}},$$

найденного на основе теоретических расчетов. В результате уравнение баланса фотонов записывается как

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_{\nu}}{\nu} d\nu = Q_{k,l} \sum_{i=k}^l W_i \frac{I_{c_i}}{\nu_i},$$

а метод определения температуры называется *методом Занстра II типа*. В практическом применении наиболее удобны для измерения W_i линии H_{β} , H_{γ} , H_{δ} для которых уравнение метода Занстра имеет вид

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_{\nu}}{\nu} d\nu = Q_{2,4} \sum_{i=2}^4 W_i \frac{I_{c_i}}{\nu_i},$$

а фактор $Q_{2,4}$ может изменяться в небольших пределах ($Q_{2,4} = 2.54 - 3.22$) в зависимости от оптической толщины туманности в линиях Лайманоской серии.

Для определения температуры центральной звезды методом Занстра аналогичным образом могут быть использованы наборы линий HeI и HeII. Однако линии данных ионов в оптическом диапазоне спектра соответствуют переходам не с первого, а с высоковозбужденных уровней. Более того, атом нейтрального гелия имеет две системы энергетических уровней, все переходы между которыми являются запрещенными. Каждая из этих систем имеет свой первый возбужденный уровень, на котором скапливаются атомы в результате серии каскадных переходов. Поэтому применение метода Занстра для ионов HeI и HeII возможно только с предварительным расчетом отношений Q количества квантов, излучаемых в наблюдаемых линиях и линиях переходов с первого возбужденного уровня.

Порядок выполнения работы

Определение температуры центральных звезд в туманностях Abell 41, Abell 63 и Abell 65 методом Занстра выполняется на основе исследования линий H_{β} $\lambda 4861\text{\AA}$, H_{γ} $\lambda 4340\text{\AA}$, H_{δ} $\lambda 4102\text{\AA}$ в спектрах, именуемых abell41z.dat, abell63z.dat и abell65z.dat. Большая часть этапов обработки и измерений совпадает с этапами анализа спектров, выполняемыми при изучении запрещенных или бальмеровских линий. В этих случаях описание данной работы содержит ссылки на описания предыдущих работ.

- 1) **Сглаживание спектров.** Процедура аналогична описанной в работе 1 (см. выше).
- 2) **Выбор уровня непрерывного спектра.** Процедура аналогична описанной в работе 2 (см. выше).

- 3) **Нормировка спектров.** Поделите сглаженные спектры на построенный уровень континуума и проверьте корректность полученных данных. Итоговые спектры не должны содержать широкие участки (более 50Å), в которых интенсивности заметно отличаются от единицы.
- 4) **Измерение интегральных интенсивностей линий.** Процедура аналогична описанной в работе 2 (см. выше). *(Внимание! При измерении эквивалентных ширин с применением пакетов графической обработки информации (Origin, MatLab и др.) необходимо предварительно редуцировать спектры в форму с уровнем континуума, равным нулю, путем вычитания единицы из всех имеющихся отсчетов.)*
- 5) **Определение температур звезд.** На основе полученных эквивалентных ширин W_i линий H_β , H_γ и H_δ постройте для всех туманностей отношения

$$\frac{N_L}{N_B} = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} d\nu}{Q_{2,4} \sum_{i=2}^4 W_i \frac{I_{c_i}}{h\nu_i}}$$

при разной температуре облучающих звезд. Значения

интегралов $\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} d\nu$ и количества фотонов в

континууме $\frac{I_c}{h\nu}$ на длине волны $\lambda 4500\text{Å}$

представлены в таб. 4 и таб. 5 для случаев чернотельного приближения и расчетов с применением моделей атмосфер с $\log(g) = 5.5$ и $[M/H] = 0.0$.

Интенсивность в континууме I_{c_i} на длине волны λ_i каждой линии может быть получена по формуле

$$I_{c_i} = I_c \frac{4500^2}{\lambda_i^2}. \text{ Для туманностей, оптически толстых в}$$

линиях Лаймановской серии (см. результаты раб. 2), используйте значение $Q_{2,4} = 2.54$, для оптически тонких - $Q_{2,4} = 3.22$. Постройте зависимости

логарифмов полученных отношений $\frac{N_L}{N_B}$ от

эффективной температуры и определите ее значение, в

котором $\log\left(\frac{N_L}{N_B}\right) = 0$ (см. рис. 10). Выполните

определение температур центральных звезд для случаев чернотельного приближения и модельных расчетов.

б) Подготовка отчета.

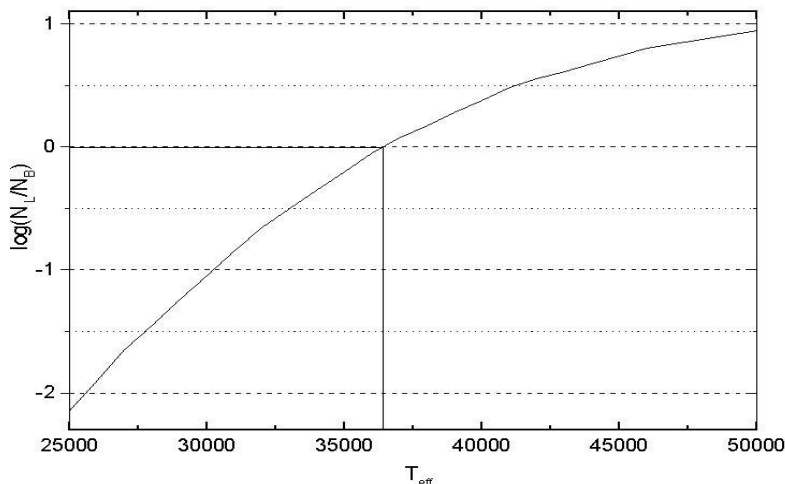


Рис. 10. Определение температуры звезды из баланса Лаймановских и Бальмеровских фотонов

| T_{eff}, K | $\log\left(\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_{\nu}}{h\nu} d\nu\right)$ | $\log\left(\frac{I_c}{h\nu}\right)$ | T_{eff}, K | $\log\left(\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_{\nu}}{h\nu} d\nu\right)$ | $\log\left(\frac{I_c}{h\nu}\right)$ |
|--------------|--|-------------------------------------|--------------|--|-------------------------------------|
| 20000 | 22.18 | 20.066 | 50000 | 24.796 | 20.71 |
| 21000 | 22.37 | 20.108 | 51000 | 24.837 | 20.722 |
| 22000 | 22.544 | 20.147 | 52000 | 24.876 | 20.733 |
| 23000 | 22.704 | 20.183 | 53000 | 24.915 | 20.744 |
| 24000 | 22.852 | 20.217 | 54000 | 24.952 | 20.755 |
| 25000 | 22.989 | 20.248 | 55000 | 24.988 | 20.765 |
| 26000 | 23.117 | 20.278 | 56000 | 25.024 | 20.776 |
| 27000 | 23.237 | 20.307 | 57000 | 25.058 | 20.786 |
| 28000 | 23.348 | 20.333 | 58000 | 25.092 | 20.796 |
| 29000 | 23.453 | 20.359 | 59000 | 25.124 | 20.805 |
| 30000 | 23.552 | 20.383 | 60000 | 25.156 | 20.815 |
| 31000 | 23.646 | 20.406 | 61000 | 25.187 | 20.824 |
| 32000 | 23.734 | 20.428 | 62000 | 25.217 | 20.833 |
| 33000 | 23.818 | 20.449 | 63000 | 25.247 | 20.842 |
| 34000 | 23.897 | 20.469 | 64000 | 25.276 | 20.851 |
| 35000 | 23.973 | 20.488 | 65000 | 25.304 | 20.859 |
| 36000 | 24.045 | 20.507 | 66000 | 25.332 | 20.867 |
| 37000 | 24.114 | 20.525 | 67000 | 25.359 | 20.876 |
| 38000 | 24.179 | 20.542 | 68000 | 25.386 | 20.884 |
| 39000 | 24.242 | 20.558 | 69000 | 25.412 | 20.892 |
| 40000 | 24.303 | 20.574 | 70000 | 25.437 | 20.9 |
| 41000 | 24.36 | 20.59 | 71000 | 25.462 | 20.907 |
| 42000 | 24.416 | 20.605 | 72000 | 25.487 | 20.915 |
| 43000 | 24.47 | 20.619 | 73000 | 25.511 | 20.922 |
| 44000 | 24.521 | 20.634 | 74000 | 25.534 | 20.929 |
| 45000 | 24.571 | 20.647 | 75000 | 25.557 | 20.937 |
| 46000 | 24.619 | 20.66 | 76000 | 25.58 | 20.944 |
| 47000 | 24.665 | 20.673 | 77000 | 25.602 | 20.951 |
| 48000 | 24.71 | 20.686 | 78000 | 25.624 | 20.957 |
| 49000 | 24.754 | 20.698 | 79000 | 25.646 | 20.964 |

Таб. 4. Количество фотонов для чернотельного приближения

| T_{eff}, K | $\log\left(\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_{\nu}}{h\nu} d\nu\right)$ | $\log\left(\frac{I_c}{h\nu}\right)$ | T_{eff}, K | $\log\left(\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{I_{\nu}}{h\nu} d\nu\right)$ | $\log\left(\frac{I_c}{h\nu}\right)$ |
|--------------|--|-------------------------------------|--------------|--|-------------------------------------|
| 20000 | 19.835 | 19.933 | 50000 | 24.864 | 20.598 |
| 21000 | 20.145 | 19.977 | 51000 | 24.902 | 20.606 |
| 22000 | 20.454 | 20.02 | 52000 | 24.93 | 20.612 |
| 23000 | 20.743 | 20.057 | 53000 | 24.957 | 20.619 |
| 24000 | 21.025 | 20.093 | 54000 | 24.984 | 20.625 |
| 25000 | 21.307 | 20.129 | 55000 | 25.011 | 20.632 |
| 26000 | 21.59 | 20.165 | 56000 | 25.035 | 20.638 |
| 27000 | 21.871 | 20.201 | 57000 | 25.056 | 20.643 |
| 28000 | 22.101 | 20.23 | 58000 | 25.077 | 20.649 |
| 29000 | 22.332 | 20.258 | 59000 | 25.099 | 20.655 |
| 30000 | 22.563 | 20.286 | 60000 | 25.12 | 20.66 |
| 31000 | 22.794 | 20.315 | 61000 | 25.142 | 20.666 |
| 32000 | 23.008 | 20.341 | 62000 | 25.165 | 20.671 |
| 33000 | 23.18 | 20.363 | 63000 | 25.187 | 20.677 |
| 34000 | 23.352 | 20.384 | 64000 | 25.209 | 20.683 |
| 35000 | 23.525 | 20.406 | 65000 | 25.232 | 20.688 |
| 36000 | 23.697 | 20.427 | 66000 | 25.259 | 20.694 |
| 37000 | 23.839 | 20.446 | 67000 | 25.285 | 20.7 |
| 38000 | 23.957 | 20.461 | 68000 | 25.311 | 20.706 |
| 39000 | 24.075 | 20.477 | 69000 | 25.338 | 20.712 |
| 40000 | 24.193 | 20.493 | 70000 | 25.365 | 20.718 |
| 41000 | 24.311 | 20.508 | 71000 | 25.395 | 20.724 |
| 42000 | 24.393 | 20.521 | 72000 | 25.424 | 20.73 |
| 43000 | 24.467 | 20.532 | 73000 | 25.454 | 20.736 |
| 44000 | 24.542 | 20.543 | 74000 | 25.483 | 20.742 |
| 45000 | 24.616 | 20.554 | 75000 | 25.512 | 20.748 |
| 46000 | 24.688 | 20.565 | 76000 | 25.54 | 20.754 |
| 47000 | 24.732 | 20.574 | 77000 | 25.569 | 20.761 |
| 48000 | 24.776 | 20.582 | 78000 | 25.597 | 20.767 |
| 49000 | 24.82 | 20.59 | 79000 | 25.625 | 20.773 |

Таб. 5. Количество фотонов по данным моделей атмосфер

Контрольные вопросы

- 1) Опишите действие модели ультрафиолетовой флюоресценции в газе туманности. Какие предположения используют в рамках этой модели?
- 2) Постройте уравнение баланса Лаймановских и Бальмеровских квантов и получите формулы для определения их количества в туманности.
- 3) Что называют методами Занстра I и II типов? Какими способами вычисляют количество Лаймановских и Бальмеровских квантов в практических исследованиях?
- 4) Для каких элементов можно использовать метод Занстра? Перечислите причины, снижающие его точность. Что называют методом Амбарцумяна?
- 5) Какие спектры необходимо исследовать при использовании метода Занстра? Опишите методику определения температуры звезд на основе измеренных эквивалентных ширин линий. Оценку какой температуры получают при использовании метода Занстра?

Работа № 4. Определение характеристик межзвездного газа методом дублетов

Формирование межзвездных линий поглощения

Межзвездные линии поглощения наблюдаются в спектрах практически всех удаленных звезд нашей Галактики (более 2 кпк) и внегалактических объектов. Их отличительными особенностями являются: постоянство доплеровских смещений по времени, малая полуширина профилей ($\Delta\lambda < 0.1\text{Å}$), независимость интенсивности от типа наблюдаемых объектов и ее рост с увеличением расстояний до них. В ряде случаев межзвездные линии наблюдаются в виде набора компонент с разными доплеровскими смещениями и интенсивностью (см. рис. 11).

Все межзвездные линии соответствуют переходам с основных состояний атомов и ионов тяжелых элементов. Наиболее интенсивными из них являются резонансные линии, образующиеся при разрешенных переходах на первый возбужденный уровень. Пример атома, имеющего такие линии, показан на рис. 11, а данные об основных линиях поглощения представлены в таб. 6.

| Элемент | λ , Å | f_{ij} | Элемент | λ , Å | f_{ij} |
|---------|---------------|----------|---------|---------------|----------|
| LiI | 6707.81 | 0.734 | CaI | 4226.72 | 1.841 |
| NaI | 5889.95 | 0.654 | CaII | 3933.66 | 0.708 |
| NaI | 5895.92 | 0.327 | CaII | 3968.47 | 0.351 |
| AlII | 3944.00 | 0.119 | FeI | 3719.93 | 0.371 |
| AlII | 3961.52 | 0.119 | FeI | 3859.91 | 0.194 |
| KI | 7664.91 | 0.674 | SrII | 4077.71 | 0.734 |
| KI | 7698.97 | 0.338 | SrII | 4215.52 | 0.358 |

Таб. 6. Линии поглощения атомов и ионов тяжелых элементов
в оптическом диапазоне спектра

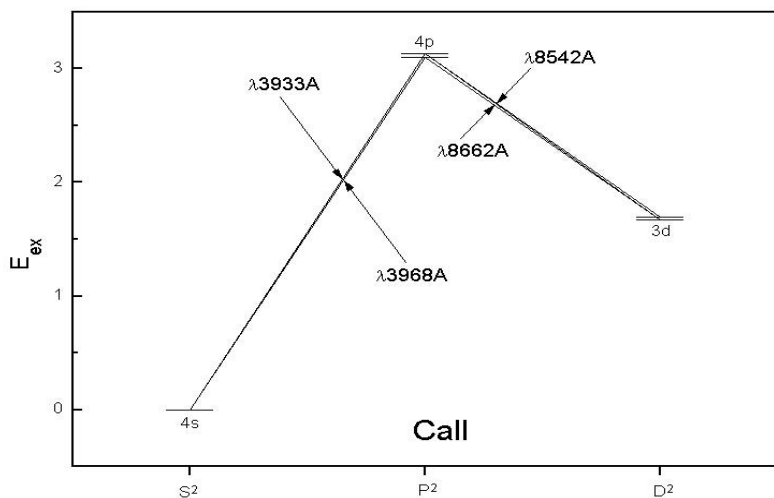


Рис. 11. Модель атома CaII и формирование линий $\lambda 3933A$ и $\lambda 3968A$

Формирование линий поглощения происходит в холодном межзвездном газе, сверхоблаках и гигантских молекулярных облаках, где тяжелые элементы остаются в основном нейтральными (NaI, KI, RbI) или однократно ионизованными (MgII, AlII, SiII, CaII, FeII и др.). Степень их возбуждения при низкой температуре среды ($T_e \approx 100K$) очень мала, что обусловлено высокой эффективностью спонтанных переходов с возбужденных уровней на первый и незначительным влиянием ударных переходов. Таким образом, в холодном газе поглощение излучения звезд атомами, находящимися в основном состоянии, велико и не компенсируется излучением квантов при спонтанных переходах с вышележащих уровней. Решение уравнения переноса для направления распространения света от звезды в этом случае имеет простой вид:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^0 e^{-\tau_{\lambda}},$$

где I_{λ}^0 - излучение звезды, пришедшее в газ, τ_{λ} - оптическая толщина газа, определяемая полным количеством поглощающих частиц N_A и коэффициентом поглощения на одну частицу α_{λ} . Коэффициент поглощения в линии равен

$$\alpha_{\lambda} = \alpha_0 H(a, V, \lambda),$$

где α_0 - постоянный сомножитель, обусловленный атомными характеристиками линии, а $H(a, V, \lambda)$ - функция уширения, зависящая как от параметров поглощающего атома, так и от параметров среды в целом. При анализе поглощения тяжелыми элементами в межзвездной среде уширением линий за счет эффектов давления можно пренебречь и записать формулу расчета коэффициента поглощения как

$$\alpha_{\lambda} = \alpha_0 e^{\left(\frac{-(\lambda - \lambda_0)^2}{(\Delta\lambda_D)^2} \right)}$$

с доплеровской полушириной линий $\Delta\lambda_D$, определяемой

тепловой скоростью движения атомов $V_t = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_A}}$ и

скоростью турбулентных движений среды V_{turb} как

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{V_t^2 + V_{turb}^2}.$$

Доплеровская полуширина линий разных элементов зависит от их массы m_A . Поэтому, определив значения $\Delta\lambda_D$ для набора элементов, можно определить как скорость турбулентных движений в поглощающем газе, так и его электронную температуру T_e .

Комбинацией формул для вычисления эквивалентной ширины линии поглощения

$$W_{\lambda} = \int_0^{\infty} \frac{I_0 - I_{\lambda}}{I_0} d\lambda,$$

интенсивности излучения, прошедшего через газ, и его оптической толщины, можно окончательно получить выражение

$$W_{\lambda} = \int_0^{\infty} \frac{1 - e^{\left(-\alpha_0 N_A e^{\left(\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta \lambda_D^2} \right)} \right)} }{1} d\lambda,$$

которое с учетом замены переменной $x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D}$ приводится к виду

$$W_{\lambda} = \Delta \lambda_D \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - e^{-\tau_0 e^{-x^2}}}{1} dx.$$

Эта формула описывает зависимость эквивалентной ширины линии от числа поглощающих атомов, называемую кривой роста. Явные выражения для интеграла в правой части можно получить в двух предельных случаях:

$$\tau_0 < 1 \Rightarrow W_{\lambda} = \sqrt{\pi} \Delta \lambda_D \tau_0 \left(1 - \frac{\tau_0}{2\sqrt{2}} + \frac{\tau_0^2}{3\sqrt{3}} - \dots \right)$$

и

$$\tau_0 > 1 \Rightarrow W_{\lambda} = \Delta \lambda_D \sqrt{\ln(\tau_0)} \left(1 + \frac{0.2886}{\ln(\tau_0)} + \frac{0.1355}{(\ln(\tau_0))^2} - \dots \right).$$

Первое решение позволяет получить связь эквивалентной ширины линии с числом поглощающих атомов

$$W_{\lambda} = N_A f_{ij} \lambda_0^2 \frac{\pi e^2}{m_A c^2},$$

независящую от кинематических и тепловых свойств газа.

Определение электронной температуры газа T_e и концентраций атомов и ионов различных элементов N_A

проводят на основе исследования кривых роста нескольких линий поглощения, делая предварительные предположения о величине τ_0 для каждой из них на основе известных значений f_{ij} и солнечной шкалы содержаний химических элементов.

Однако данный подход часто приводит к значительным ошибкам, т.к. химический состав межзвездной среды в разных точках Галактики существенно отличается от солнечного. Поэтому наиболее точные результаты дает метод одновременного анализа двух или более линий одного перехода, называемый методом дублетов (или резонансных дублетов). Линии таких дублетов имеют одинаковые нижние энергетические уровни (и, соответственно, концентрацию поглощающих атомов N_A и скорость их теплового движения V_t) и различаются только длинами волн λ_0 и силами осцилляторов f_{ij} . Соотношение между доплеровскими полуширинами двух линий дублета записывается как

$$\frac{\Delta\lambda_D^1}{\Delta\lambda_D^2} = \frac{\lambda_0^1}{\lambda_0^2},$$

а соотношение между оптическими толщинами среды в центре линий как:

$$\frac{\tau_0^1}{\tau_0^2} = \frac{\lambda_0^1 f_{ij}^1}{\lambda_0^2 f_{ij}^2} = f.$$

Величина f зависит только от параметров линий и определяется на основании данных атомной физики. Тогда комбинация выражений для эквивалентных ширин линий дублета приводит к уравнению

$$\frac{\lambda_0^1 \int_{-\infty}^{\infty} 1 - e^{-\tau_0^2 f e^{-x^2}} dx}{\lambda_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} 1 - e^{-\tau_0^2 e^{-x^2}} dx} = \frac{W_\lambda^1}{W_\lambda^2},$$

правая часть которого непосредственно получается из наблюдательных данных. Решая это уравнение итерационным методом, можно получить оптическую толщину в центре второй линии τ_0^2 и концентрацию поглощающих атомов N_A . В случае, если хотя бы одна из линий находится не на линейном участке кривой роста, метод дублетов позволяет одновременно вычислить доплеровскую полуширину линии $\Delta\lambda_D$ и электронную температуру поглощающего газа T_e .

Порядок выполнения работы

Определение параметров межзвездного газа выполняется на основе анализа линий поглощения атомов натрия *NaI* $\lambda 5889A, \lambda 5895A$ и ионов кальция *CaII* $\lambda 3933A, \lambda 3968A$ в спектрах далеких О-сверхгигантов α Cam и V1357 Cyg, полученных Галазутдиновым Г.А. на 2.1-м телескопе обсерватории БОА (Юж. Корея). Порядки эшеле-спектров, содержащие эти линии, именуются cam-nai.dat, cam-caii.dat, cyg-nai.dat и cyg-caii.dat. Ряд этапов обработки и измерений совпадает с этапами анализа спектров, выполняемыми при изучении запрещенных или бальмеровских линий. В этих случаях описание данной работы содержит ссылки на описания предыдущих работ.

- 1) Сглаживание спектров.** Процедура аналогична описанной в работе 1 (см. выше). Учитывайте, что процедура усреднения не должна приводить к сливанию отдельных близких компонент линий поглощения (см. рис. 12.)

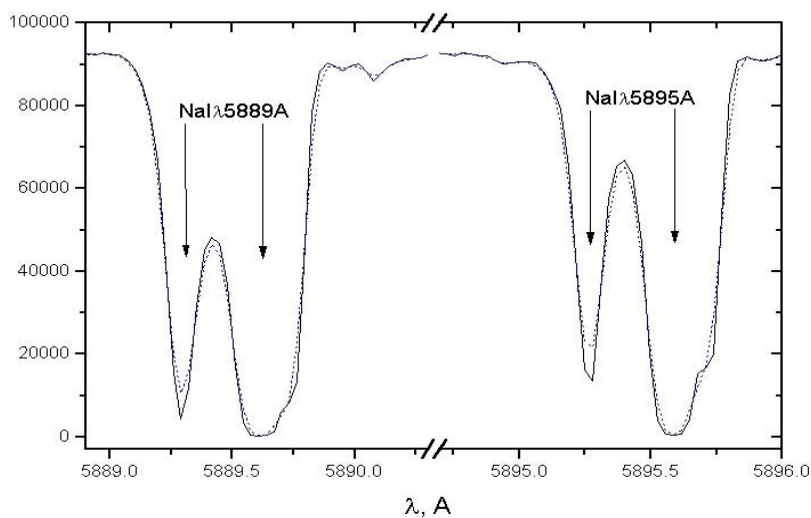


Рис. 12. Сглаживание наблюдаемых спектров. Стрелками указаны отдельные компоненты линий

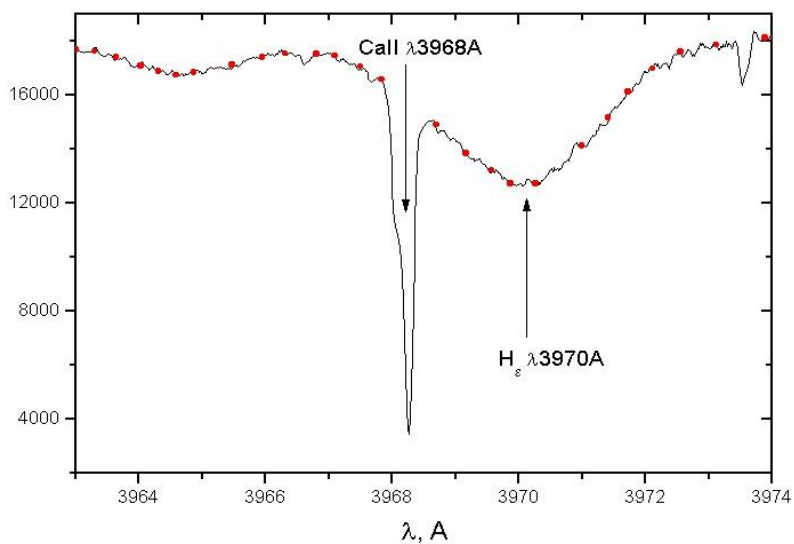


Рис. 13. Проведение континуума по крыльям линии H_{ϵ}

- 2) **Выбор уровня непрерывного спектра.** Процедура аналогична описанной в работе 2 (см. выше). Выбор участков предполагаемого континуума проводите без учета узких полос поглощения земной атмосферы в области линий NaI. Широкие крылья линии H_{ϵ} $\lambda 3971\text{\AA}$, принадлежащей излучению О-сверхгигантов, приравнивайте к уровню локального континуума (см. рис. 13).
- 3) **Нормировка спектров.** Поделите сглаженные спектры на построенный уровень континуума и проверьте корректность полученных данных. Итоговые спектры не должны содержать широкие участки (более 3\AA), в которых интенсивности заметно отличаются от единицы.

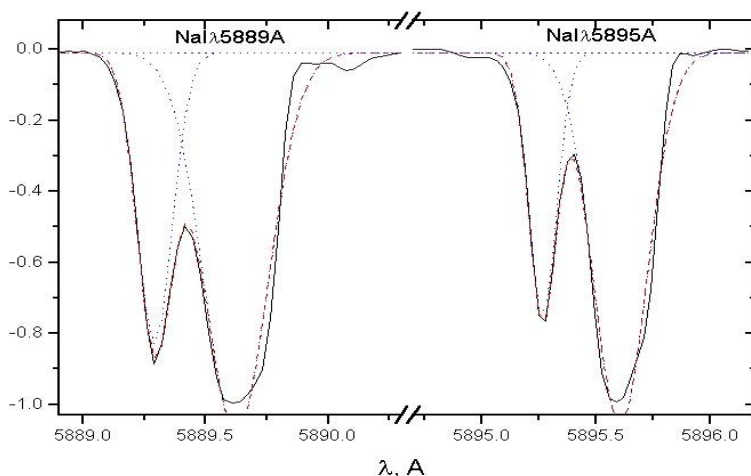


Рис. 14. Измерение эквивалентных ширин компонент сложных линий

- 4) **Измерение интегральных интенсивностей линий.** Процедура аналогична описанной в работе

1 (см. выше). **(Внимание! При измерении эквивалентных ширин линий с применением пакетов графической обработки информации (Origin, MatLab и др.) необходимо предварительно редуцировать спектры в форму с уровнем континуума, равным нулю, путем вычитания единицы из всех имеющихся отсчетов.)** Анализ линий NaI, имеющих многокомпонентную структуру, необходимо проводить только методом свертки набора гауссиан или лоренциалов (см. рис 14). Значения их эквивалентных ширин должны быть получены отдельно для каждой компоненты.

- 5) Определение числа поглощающих атомов в холодных туманностях и их температуры.** На основании измеренных эквивалентных ширин линий дублетов NaI и CaII и данных об их лабораторных длинах волн и силах осцилляторов из таб. 6 постройте уравнения для определения оптической толщины в центре линии

$$\frac{\lambda_0^1 \int_{-\infty}^{\infty} 1 - e^{-\tau_0^2 f e^{-x^2}} dx}{\lambda_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} 1 - e^{-\tau_0^2 e^{-x^2}} dx} = \frac{W_{\lambda}^1}{W_{\lambda}^2}.$$

Для линий NaI необходимо построить уравнения для каждой пары компонент. Решите уравнения методом итеративного приближения и найдите значения τ_0^2 для каждой пары линий. Подставив эти значения в уравнение

$$W_{\lambda}^2 = \Delta \lambda_D^2 \int_{-\infty}^{\infty} 1 - e^{-\tau_0^2 e^{-x^2}} dx,$$

найдите доплеровские полуширины изучаемых линий $\Delta \lambda_D^2$.

По формуле

$$\tau_0^2 = N_A \frac{\sqrt{\pi} e^2 (\lambda_0^2)^2}{m c^2 \Delta \lambda_D^2} f_{ij}^2$$

вычислите количество поглощающих атомов или ионов. Для линии NaI необходимо определить количество атомов в каждой туманности, лежащей на луче зрения и формирующей отдельные компоненты линий поглощения.

Используя выражение

$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_A} + V_{turb}^2}$$

и полученные оценки доплеровских полуширин линий NaI и CaII определите значения электронных температур T_e и скоростей турбулентности V_{turb} газа в поглощающих туманностях.

6) Подготовка отчета.

Контрольные вопросы

- 1) Что называют межзвездными линиями поглощения? Назовите основные линии в оптическом диапазоне спектра и их наблюдаемые особенности.
- 2) Какие линии могут формироваться как межзвездные? Перечислите условия их формирования. Постройте уравнение переноса для случая чистого поглощения в холодном газе и получите его решение.
- 3) Назовите факторы, влияющие на уширение межзвездных линий. Каким способом можно определить вклад каждого из них?
- 4) Что называют кривой роста линий поглощения? Какие участки на ней выделяют? Сформулируйте граничное условие этого разделения. Какие

характеристики межзвездной среды можно получить по линиям на линейном участке?

- 5) Сформулируйте общую идею метода дублетов. Какие линии можно в нем использовать? Постройте основное уравнение метода дублетов и опишите способ его решения. Какие характеристики среды определяют данным методом?

Список литературы

- 1) Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 1985.
- 2) Михалас Д. Звездные атмосферы. М.: Мир, 1980.
- 3) Сахибуллин Н.А. Методы моделирования в астрофизике. Часть 1. Казань: Фен, 1997.
- 4) Сахибуллин Н.А. Методы моделирования в астрофизике. Часть 2. Казань: Фен, 2003.
- 5) Бочкарев Н.Г. Основы физики межзвездной среды. М.: Наука, 1980
- 6) Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979.
- 7) Физика Космоса, Маленькая энциклопедия. М.: Наука, 1986.
- 8) Аллен К.У. Звездные величины. М.: Мир, 1978.
- 9) Kurucz R. SAO CD-Roms, 1994.
- 10) Napiwotzki R. Astron. Astrophys., v. 350, p. 101, 1999.
- 11) Marigo P., Girardi L., Weiss A. et al. Astron. Astrophys., v. 423, p. 995, 2004.
- 12) Schönberner D., Jacob R., Steffen M., Sandin C. Astron. Astrophys., v. 473, p. 467, 2007.
- 13) Hunter I., Smoker J., Keenan F. et al. MNRAS, v. 367, p. 1478, 2006.

Содержание

| | |
|---|----|
| Введение | 3 |
| Работа № 1. Определение температуры газа в туманностях по запрещенным линиям..... | 6 |
| Работа № 2. Определение оптической толщины туманностей по бальмеровскому декременту..... | 18 |
| Работа № 3. Определение температур центральных звезд методом Занстра..... | 27 |
| Работа № 4. Определение характеристик межзвездного газа методом дублетов..... | 37 |
| Список литературы..... | 48 |

Шиманский Владислав Владимирович
Плясун Роман Сергеевич
Шиманская Нелли Николаевна

**Астрофизический спецпрактикум.
Часть 2. Физика межзвездной среды**